

菏泽古今文化大观丛书（二）

# 超 弦 理 論

熊玉科◎著

黄河出版社

# 超弦理论

Superstring Theory

作者：熊玉科

## 图书在版编目(CIP)数据

超弦理论 / 熊玉科著. — 济南:

黄河出版社, 2010.9

(菏泽古今文化大观丛书. 第2辑)

ISBN 978 - 7 - 5460 - 0163 - 0

I. ①超… II. ①熊… III. ①粒子物理学 IV. ①0572.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2010)第 150664 号

## 超 弦 理 论

---

丛 书 名 / 菏泽古今文化大观丛书(二)

分册书名 / 超弦理论

分册著者 / 熊玉科

出 版 / 黄河出版社

发 行 / 黄河出版社发行部

(济南市英雄山路 21 号 250002)

印 刷 / 菏泽英华彩印有限公司

规 格 / 880 × 1230mm 32 开本

印张:3 33 千字

版 次 / 2010 年 7 月第 1 版

印 次 / 2010 年 7 月第 1 次印刷

印 数 / 1—1000 册

书 号 / ISBN978-7-5460-0163-0

定 价 / 330.00 元(全 10 册)

---

本社图书如存在印装质量问题,请与本社联系调换

版权所有 违者必究

# 前 言

该书的主要内容已分四篇分别发表，但是一个人很难同时看到几篇文章，难免断章取义。作为论文，受篇幅所限，剪了又剪，精益求精，在一篇论文中要解决许多问题，难度很大，各物理定律之间又相互关联，大家看了普遍认为内容过于简单，有些勉强，因此有必要对一些问题进一步介绍，并补充了一些知识。

书中所用数学工具皆为初等数学，通俗易懂。因此，高中水平的人便可看懂论文。

书中前半部分，质能关系式、德布罗意公式、光电效应与康普顿效应等内容为引用部分。考虑到知识的关联性，特此引入，以便读者参考。还有，电子的波粒二象性的解释采用几率的观点，而弦状理论采用方向即相位的观点，故让读者对比。

该书中无一句话是假说，考虑不成熟的东西、论据不充分的东西均未收录。

阅读本书，您可以领略物理学的风格美、逻辑美、统一简洁之美。

# 目 录

前言

绪论

|                              |    |
|------------------------------|----|
| 1、光电效应·····                  | 1  |
| 2、康普顿效应·····                 | 7  |
| 3、波粒二象性·····                 | 12 |
| 4、质能关系式·····                 | 17 |
| 5、光速不变原理·····                | 18 |
| 6、能量量子化 $E = h \omega$ ····· | 19 |
| 7、运动改变场的分布·····              | 20 |
| 8、弦状理论的求证·····               | 22 |
| 9、弦的长度与温度的关系·····            | 23 |
| 10、德布罗意波长·····               | 24 |
| 11、核力方程·····                 | 25 |
| 12、静电场和磁场的作用规律·····          | 26 |
| 13、粒子赤道面场力线的弯曲规律·····        | 27 |
| 14、核力的振荡范围·····              | 28 |
| 15、核力的最大值·····               | 31 |
| 16、核力通式·····                 | 32 |
| 17、电子与质子的横向结合·····           | 33 |
| 18、横场统一性·····                | 35 |
| 19、单电子的电场强度量子化·····          | 36 |
| 20、中心力线——引力场的量子化·····        | 38 |
| 21、玩具的启示·····                | 40 |
| 22、单粒子的运动方程（薛定谔方程的求证）·····   | 41 |
| 23、粒子的非局域性问题·····            | 42 |
| 24、M 理论又称膜理论·····            | 43 |
| 25、测不准关系式与角动量常数·····         | 44 |

# 1. 光电效应

当光束照在金属表面上时，使电子从金属中脱出的现象，叫做光电效应。利用光电效应做成的器件，叫做光电管。

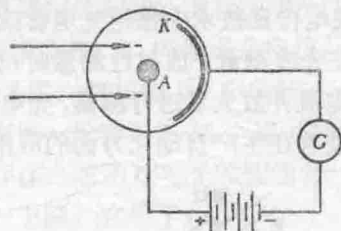


图 1-1 光电管

图 1-1 所示是一种最简单的真空光电管。在一个不大的抽空玻璃容器中装有阴极 K 和阳极 A。阴极 K 的表面涂有感光金属层。在两极之间加数百伏的电压。平时 K, A 之间绝缘，电路中没有电流。当光束照射在阴极 K 上时，电路中就出现电流（称为光电流），这是因为阴极 K 在光束照射下发射出电子来（称为光电子），用于不同波段的光电管，阴极涂不同材料的感光层，如用于可见光的涂碱金属 Li, K, Na 等，用于紫外线的涂 Hg, Ag, Au 等。光电管中往往充有某种低压的惰性气体，由于光电子使气体电离，增大管内的导电性，所以充气光电管的灵敏度较真空光电管大。真空光电管的灵敏度约为  $10\mu\text{A}/\text{mW}$  光功率，而充气光电管的灵敏度可大 6-7 倍。

在上述光电效应中电子逸出金属，所以这种光电效应可以叫做外光电效应。除外光电效应之外，还有另一类所谓“内光电效应”，目前的应用更为广泛。半导体材料的内光电效应较为明显，当光照射在某些半导体材料上时将被吸收，并在其内部激发出导电的载流子（电子-空穴对），从而使得材料的电导率显著增加（所谓“光电导”）；或者由于这种光生载流子的运

动所造成的电荷积累，使得材料两面产生一定的电位差（所谓“光生伏特”）。这些现象称“内光电效应”。硫化镉光敏电阻、硫化铅光敏电阻、硒光电池、硅光电池、硅光电二极管等就是利用这种内光电效应制成的器件。

光电效应已在生产、科研、国防中有广泛的应用。在有声电影、电视和无线电传真技术中都用电光管或光电池把光信号转化为电信号，在光度测量、放射性测量时也常常用电光管或光电池把光变为电流并放大后进行测量，光电计数、光电跟踪，光电保护等多种装置在生产自动化方面的应用更为广泛。

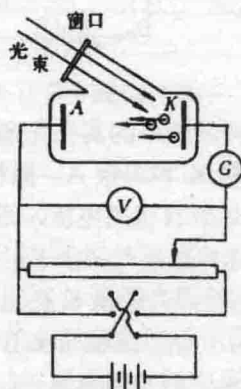


图 1-2 研究光电效应的实验装置

研究光电效应的实验装置如图 1-2 所示，K 是光阴极，A 是阳极，二者封在真空玻璃管内。光束通过窗口照射在阴极上（如果用紫外线，窗口必须用石英来做）。实验结果表明，光电效应有如下基本规律。

(1) 饱和电流 光电流  $I$  随加在光电管两端电压  $V$  变化的曲线，叫做光电流特性曲线。在一定光强照射下，随着  $V$  的增大，光电流  $I$  趋近一个饱和值（参见图 1-3）。实验表明，饱和电流与光强成正比，例如图 1-3 中曲线 a 比曲线 b 对应的光强较大。电流达到饱和意味着单位时间内到达阳极的电子数

等于单位时间内阴极发出的电子数。因此上述实验表明，单位时间内由阴极发出的光电子数与光强成正比。

(2) 遏止电位 如果将电源反向，两极间将形成使电子减速的电场。实验表明，当反向电压不太大时，仍存在一定的光电流。这说明从阴极发出的光电子有一定的初速，它们可以克服减速电场的阻碍到达阳极。当反向电压大到一定数值  $V_0$  时，光电流完全减少到零。 $V_0$  叫做遏止电位。实验还表明，遏止电位  $V_0$  与光强无关，例如如图 1-3 中曲线 a、b 对应的光强虽不同，但光电流在同一反向电压  $V_0$  下被完全遏止。

遏止电位的存在，表明光电子的初速有一上限  $V_0$ ，与此相应地动能也有一上限，它等于：

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = eV_0, \tag{1.1}$$

其中  $m$  是电子的质量， $e>0$  是电子电荷的绝对值。

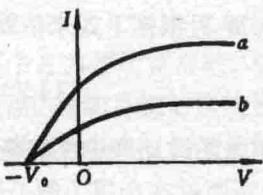


图 1-3 光电流安特性曲线

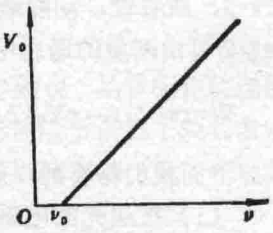


图 1-4 截止频率

(3)截止频率(红限) 当我们改变入射光束的频率  $\nu$  时,遏止电位  $V_0$  随之改变。实验表明,  $V_0$  与  $\nu$  成线性关系(图 1-4)。 $\nu$  减小时  $V_0$  也减小；当  $\nu$  低于某频率  $\nu_0$  时， $V_0$  减到零。这时不论光强多大，光电效应不再发生。频率  $\nu_0$  称为光电效应的截止频率或频率的红限。截止频率  $\nu_0$  是光电阴极上感光物质的属性，也与光强无关。有时用波长来表示红限，波长的红限

$$\lambda_0 = c/\nu_0$$

### 光电效应的红限

| 金属                       | 钾    | 钠    | 锂    | 汞    | 铁    | 银    | 金    |
|--------------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\lambda_0 (\text{\AA})$ | 5500 | 5400 | 6000 | 2735 | 2620 | 2610 | 2650 |

(4) 驰豫时间 当入射光束照射在光电阴极上时, 无论光强怎样微弱, 几乎在开始照射的同时就产生了光电子, 驰豫时间最多不超过  $10^{-9}\text{s}$ 。

### 爱因斯坦光子假说与电效应的解释

上述光电效应的实验规律是光的波动理论完全不能解释的。为了说明二者之间的矛盾, 我们先分析一下光电子的能量。每种金属有一定的脱出功 (或称功函数)  $A$ , 电子从金属内部逸出表面, 至少要耗费数量上等于  $A$  的能量。如果电子从光束中吸收的能量是  $W$  则它在逸出金属表面后具有的动能,  $mv^2/2 < W - A$ , 或者说, 动能最多不超过  $mv_0^2/2 = W - A$ 。根据式 (1.1),  $mv_0^2/2$  可由测量的遏止电位  $V_0$  算出, 故  $W$  可根据下式来估算:

$$W = \frac{1}{2}mv_0^2 + A = eV_0 + A. \quad (1.2)$$

下面我们将看到, 上式根本无法用光的波动理论来解释:

(1) 按照光的电磁波理论, 当光束照射在金属上时, 其中电子作受迫振动, 直到电子的振幅足够大时脱离金属而逸出。电子每单位时间内吸收的能量应与光强  $I$  成正比。设光开始照射  $t$  秒后电子的能量积累到  $W$  并逸出金属, 则  $W$  应该与  $It$  成正比。我们暂且假设光电效应的驰豫时间  $t$  都一样, 则  $W$  应与光强  $I$  成正比。但是实验证明  $V_0$  与光强无关, 根据式 (1.2),  $W$  也应与光强无关。这是一个矛盾。

(2) 按照光的波动理论, 不论入射光的频率  $\nu$  多少, 只要光强  $I$  足够大, 总可以使电子吸收的能量  $W$  超过  $A$ , 从而产生光电效应。但实验表明, 光频  $\nu < \text{红限 } \nu_0$ , 无论光强大,

也没有光电效应。这又是一个矛盾。

(3) 如果放弃驰豫时间  $t$  不变的假设, 而认为光强大时电子能量积累的时间短, 光强小时, 能量积累的时间长。那么就来估计一下所需的时间吧! 有人以光强为  $0.1 \text{ pW/cm}^2$  的极弱紫色光 (波长  $4000 \text{ \AA}$ ) 做实验, 根据实测的  $V_0$  求出  $W$  来, 并按照波动理论来估算, 得  $t=50 \text{ min}$ 。但实验中几乎在光束照射的同时 (最多不超过  $10^{-9} \text{ s}$ ) 即观察到了光电效应。

可以看出, 光的波动理论与光电效应的实验结果之间存在着多么尖锐的矛盾!

为了说明上述所有关于光电效应的实验结果, 爱因斯坦 (A.Einstein) 于 1905 年提出了如下假设: 当光束在和物质相互作用时, 其能流并不象波动理论所想象的那样, 是连续分布的, 而是集中在一些叫做光子 (或光量子) 的粒子上。但对这种粒子仍保持着频率 (及波长) 的概念, 光子的能量  $E$  正比于其频率  $\nu$ , 即

$$E=h\nu, \quad (1.3)$$

其中  $h$  为普朗克常数。爱因斯坦的这个假说, 是普朗克假说的发展。普朗克起初把能量量子化的概念局限于谐振子及其发射或吸收的机制, 而爱因斯坦却建议, 辐射能本身一粒一粒地集中存在。

按照爱因斯坦光子假说, 当光束照射在金属上时, 光子一个个地打在它的表面。金属中的电子要么吸收一个光子, 要么完全不吸收。吸收时式 (1.2) 中的  $W$  总等于  $h\nu$ , 从而

$$h\nu = \frac{1}{2} m v_0^2 + A = eV_0 + A \quad (1.4)$$

上式称为爱因斯坦公式。这公式全部解释了上述所有实验结果: 入射光的强弱意味着光子流密度的大小。光强大表明光子流密度大, 在单位时间内金属吸收光子的电子数目多, 从而饱和电流大。但不管光子流的密度如何, 每个电子只吸收一个光

子, 所以电子获得的能量  $W=h\nu$  与光强无关, 但与频率  $\nu$  成正比。于是根据式 (1.4) 便可说明, 为什么遏止电位与频率成线性关系。此外, 当  $\nu$  趋于红限  $\nu_0$  时,  $V_0$  趋于 0, 这时  $h\nu_0=A$ ; 而当  $\nu<\nu_0$  时, 每个光子的能量  $h\nu<A$ , 电子吸收后获得的能量小于脱出功, 所以光电效应不能发生。值得提起的是, 爱因斯坦在 1921 年获得诺贝尔物理学奖金, 并非由于他在相对论方面的伟大贡献, 而主要是因光电效应方面的工作。

在爱因斯坦公式提出后十余年, 1916 它被密立根 (R.A.Milikan) 精密实验光辉地证实了。密立根研究了 Na, Mg, Al, Cu 等金属, 得到了  $\nu_0$  与  $\nu$  之间严格的线性关系, 由直线的斜率测得普朗克常数  $h$  的精确数值, 并与热辐射或其它实验中测得的  $h$  值很好的符合。密立根因他在测量电子电荷和光电效应方面的研究而获得 1923 年诺贝尔物理学奖金。

## 2. 康普顿效应

光子不仅有能量，也有动量，光子的动量  $p$  与能量  $E$  之间的关系为

$$p = \frac{E}{c}, \quad (2.1)$$

此式可从相对论或电磁理论导出。因  $E = h\nu$ ，故

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \quad (2.2)$$

虽然经典的电磁理论也预言有光压存在，但光压可更直接的用光子具有动量来解释。

除光电效应外，光量子理论的另一重要实验证据是康普顿效应，对此效应的理论解释涉及光子在电子上散射时能量和动量的守恒定律。

观察康普顿效应的实验装置如图 2-1 所示。经过光阑  $D_1 D_2$  射出的一束单的 X 射线为某种散射物质所散射。散射线的波长用布喇格晶体的反射来测量，散射线的强度用检测器（如电离室）来测量。实验结果归结如下：

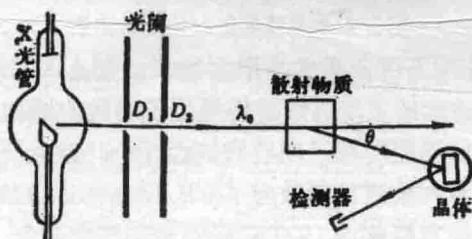
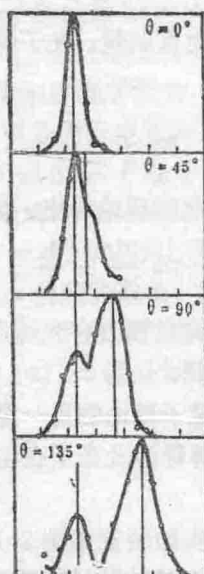


图 2-1 康普顿效应实验装置

(1) 设入射线的波长为  $\lambda_0$ ，沿不同方向的散射线中，除原波长外都出现了波长  $\lambda > \lambda_0$  的谱线。

(2) 波长差  $\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0$  随散射角  $\theta$  的增加；原波长谱线的强度随  $\theta$  的增加而减小，波长为  $\lambda$  的谱线强度随  $\theta$  的增加而增加（参见图 2-2）。



$\lambda_0 = 0.712605 \text{ \AA}$  (钼谱线)

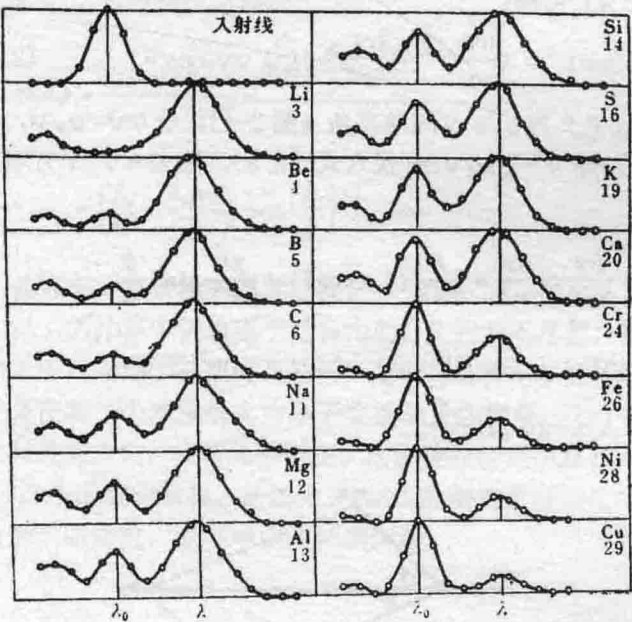
散射物质——石墨

图 2-2 康普顿散射与角度的关系

(3) 若用不同元素作为散射物质，则  $\Delta \lambda$  与散射物质无关；原波长谱线的强度随散射物质原子序数的增加而增加，波长为  $\lambda$  的谱线强度随原子序数增加而减小（参见图 2-3）。

以上现象叫做康普顿效应 (A. H. Compton, 1923 年)，康普顿因发现此效应而获得 1927 年诺贝尔物理学奖金。这种 X 射线的散射效应与瑞利散射很不同。按照经典理论，瑞利散射是一种共振吸收和再发射的过程，散射波的频率（波长）总与入射相同。但在这里，散射线中出现了不同的频率（波长）。康

普顿散射很容易用光量子理论予以解释。



$\lambda_0=0.56267\text{\AA}$  (银谱线)

元素符号下的数字为原子序数

图 2-3 康普顿散射与原子序数的关系

首先我们把散射原子中的电子看成是自由和静止的。康普顿散射可看作是 X 射线中的光子和自由电子间的弹性碰撞过程，在此过程中能量和动量守恒的方程为：

$$h\nu_0 = h\nu + \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.3)$$

$$\mathbf{p}_0 = \mathbf{p} + m\mathbf{v} \quad (2.4)$$

其中  $p_0 = |\mathbf{p}_0| = h\nu_0/c$ ,  $p = |\mathbf{p}| = h\nu/c$ ,  $\nu_0$  和  $\nu$  分别是碰撞前后光子的频率,  $p_0$  和  $p$  分别是碰撞前后光子的动量,  $m$  为电子

的静止质量,  $v$  为碰撞后电子的反冲速度。由上述动量守恒方程 (2.4) 可得:

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\left(\frac{h}{c}\right)^2 \nu\nu_0 \cos \theta, \quad (2.5)$$

式中  $\theta$  为  $\mathbf{p}$  与  $\mathbf{p}_0$  间的夹角 (图 2-4)。令  $\Delta\nu = \nu_0 - \nu$ , 由式 (2.3) 得  $\nu^2 = 2h\Delta\nu/m$ 。代入式 (2.5), 略去  $\Delta\nu$  平方项, 可得:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0\nu} \approx \frac{\Delta\nu}{\nu^2} = \frac{h}{mc^2} (1 - \cos\theta) = \frac{2h}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.6)$$

由于  $\lambda = c/\nu$ ,  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = c\Delta\nu/\nu^2$ , 于是

$$\Delta\lambda = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.7)$$

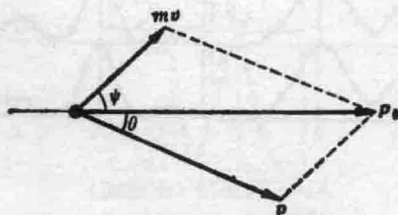


图 2-4 康普顿散射时动量守恒

这里  $\lambda_c = h/mc = 0.0241\text{\AA}$ , 它是一个具有长度量纲的常数, 称为康普顿波长。式 (2.7) 表明,  $\Delta\lambda$  与物质无关, 随  $\theta$  的增大而增大。它不仅定性地解释了上面的一些实验结果, 计算表明, 在定量上也是符合的。

若将动量守恒方程 (2.4) 写成分量形式:

$$\begin{cases} \frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos\theta + mv \cos\psi, & (2.8) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{h\nu}{c} \sin\theta = mv \sin\psi, & (2.9) \end{cases}$$

这里 $\psi$ 代表电子反冲的方向与入射线方向的夹角（见图2-4）。由以上两式可以解得

$$\begin{aligned}\tan\psi &= \frac{\nu \sin\theta}{\nu_0 - \nu \cos\theta} = \frac{2 \sin\frac{\theta}{2} \cos\frac{\theta}{2}}{\frac{\nu_0}{\nu} - \cos\theta} \\ &= \left[ \left( 1 + \frac{\lambda_c \nu_0}{c} \right) \tan \frac{\theta}{2} \right]^{-1},\end{aligned}\tag{2.10}$$

此式在云室实验中得到证实。

以上的计算中认为电子是自由的，实际并不尽然，特别是重原子中内层电子被束缚得较紧。光子与这种电子碰撞时，实际上是在和一个质量很大的原子交换动量和能量，从而光子的散射只改变方向，能量几乎不变。这便是散射光中总存在原波长 $\lambda_0$ 这条谱线的缘故。波长为 $\lambda_0$ 和 $\lambda$ 的两条谱线强度随原子序数消长的情况，也不难由此得到解释。

### 3. 波粒二象性

目前，显示光的波动性的一些实验现象，如干涉、衍射、偏振，早已成为众所周知的了。又介绍了一些奇特的现象，特别是光电效应和康普顿散射，为了解释它们，却不得不引入光的粒子模型。这便是所谓的波粒二象性。

波粒二象性并非光子所特有，1923 年德·布洛意 (L. de Broglie) 提出，伴随着所有实物粒子，如电子、质子、中子等，都有一种物质波，其波长与粒子的动量成反比：

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (3.1)$$

式中  $h$  为普朗克常数。这种波现称为德·布洛意波，由上式所决定的波长叫做德·布洛意波长。在一定的场合下，微观粒子的这种波动性就会明显地表现出来。例如用电子束轰击晶体表面发生散射时，观察到的电子束强度分布，和 X 光在晶体上发生的衍射图样十分相似，(见图 3-1)。电子显微镜便是利用电子衍射的原理制成的。

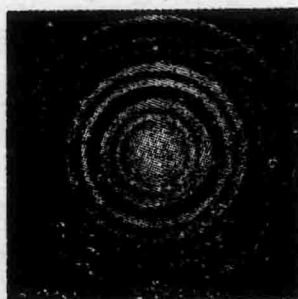


图 3-1 电子在晶体上的衍射图样

在人们的概念里，波动是连续的，扩展于空间的；而粒子是离散的，集中于一点的。如何把这种截然相反的属性赋予同